

Таким образом, в работе получены экспериментальные и расчетные значения характеристик внутрицентровых спонтанных излучательных и безызлучательных переходов для иона Er^{3+} в кристалле YLF. Определены пиковые значения поперечных сечений вынужденного излучения для поляризованных линий 0.8503 и 0.8537 мкм.

Литература

- [1] Chicklis E. P. — Laser Focus, 1973, v. 9, p. 30.
- [2] Chicklis E. P., Naiman C. S., Lins A. Digest of Technical Paper VII Internat. Quantum Electronics Conf. Montreal, 1972, p. 17.
- [3] Петров М. В., Ткачук А. М. — Опт. и спектр., 1978, т. 45, в. 1, с. 147.
- [4] Петров М. В., Ткачук А. М., Феофилов П. П. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1981, т. 45, № 3, с. 654.
- [5] Кораблева С. Л., Ливанова Л. Д., Петров М. В., Ткачук А. М. — ЖТФ, 1981, т. 51, с. 2572.
- [6] Knights M. G., Wing W. E., Baer J. W. e. a. — IEEE J. Quant. Electron., 1982, v. QE-18, p. 163.
- [7] Chicklis E. P., Esterowitz L., Escardt R. C. e. a. — Appl. Phys. Lett., 1981, v. 39, p. 384.
- [8] Ткачук А. М., Петров М. В., Хилько А. В. — В кн.: Спектроскопия кристаллов. Л., 1983, с. 106.
- [9] Ткачук А. М., Петров М. В., Ливанова Л. Д., Кораблева С. Л. — Опт. и спектр., 1983, т. 54, в. 6, с. 1120.
- [10] Петров М. В. Материалы школы-семинара «Лазерное оптическое и спектральное приборостроение». Минск, 1983, с. 99.
- [11] Brown M. R., Roots K. G., Shand W. A. — J. Phys. C, Sol. St. Phys., ser. 2, 1969, v. 2, p. 593.
- [12] Kulra S. M. — Phys. Chem. Sol., 1975, v. 36, p. 1317.
- [13] Karayanis — J. Phys. Chem. Sol., 1971, v. 32, p. 2385.
- [14] Давыдова М. П., Зданович С. Б., Казаков Б. Н., Кораблева С. Л., Столов А. Л. — Опт. и спектр., 1977, т. 42, в. 4, с. 577.
- [15] Da Gama A. A. S., de Sa G. F., Porches P. e. a. — J. Phys. Chem. Sol., 1981, v. 42, p. 701.
- [16] Singh S., Smith R. G., Van Uitert L. G. — Phys. Rev. B, 1974, v. 10, p. 2566.
- [17] Judd R. B. — Phys. Rev., 1962, v. 127, p. 750.
- [18] Ofelt G. S. — J. Chem. Phys., 1962, v. 37, p. 511.
- [19] Ткачук А. М., Хилько А. В., Петров М. В. — Опт. и спектр., 1985, т. 58, в. 1, с. 91.
- [20] Ткачук А. М. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, т. 46, с. 232.

Поступило в Редакцию 25 сентября 1984 г.

УДК 621.373 : 535

Опт. и спектр., т. 59, в. 5, 1985

ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ В ПОЛЕ СФЕРИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ НАКАЧКИ

Мионов Г. В., Попов А. К., Слабко В. В., Филоненко Н. Н.

Уже в первых работах по нелинейной оптике была показана принципиальная невозможность достижения 100 % коэффициента преобразования (КП) излучения при генерации третьей гармоники (ГТГ) в средах с кубической нелинейностью в плоских волнах [1]. Это обусловлено неоднородными по среде и, следовательно, не компенсируемыми за счет синхронизирующей примеси нелинейными добавками к коэффициентам преломления на частотах взаимодействующих волн — высокочастотным эффектом Керра (ВЭК). В прозрачных средах указанная неоднородность возникает за счет убывания интенсивности накачки и возрастания генерируемого излучения в процессе преобразования, что и ограничивает КП за счет нелинейного фазового рассогласования. В дальнейшем этот вывод был подтвержден в ряде экспериментальных и теоретических работ [2-6]. В данной работе анализируется ГТГ в поле сходящейся однородной

сферической волны накачки. Показано, что за счет такой геометрии при определенных условиях можно скомпенсировать нелинейное фазовое рассогласование и увеличить КП.

Используем приближение геометрической оптики, которое при фокусировке излучения справедливо в области, удаленной от точки фокуса на величину, много большую конфокального параметра фокусировки b . Тогда в сферической системе координат для стационарного во времени КП по мощности $\eta = W_3/W_0$ и разности фаз $\theta = \varphi_3 - 3\varphi_1 - \Delta kr$ получаем следующую систему уравнений:

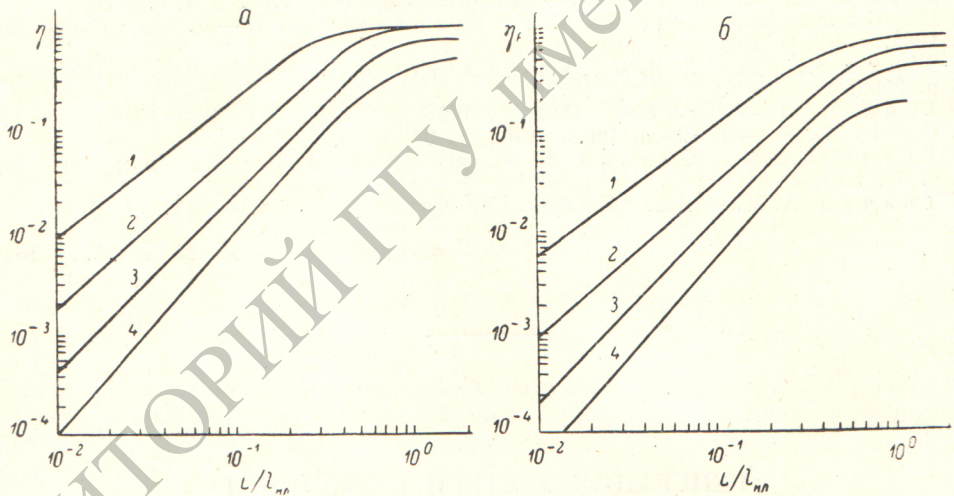
$$\left. \begin{aligned} \frac{d\eta}{d\gamma} &= \frac{\gamma_0^2}{(\gamma_0 - \gamma)^2} (1 - \eta) \sqrt{(1 - \eta)\eta} \sin \theta, \\ \frac{d\theta}{d\gamma} &= \frac{\gamma_0^2}{(\gamma_0 - \gamma)^2} \left[4\beta\eta - 2\alpha_k + (1 - 4\eta) \sqrt{\frac{1 - \eta}{\eta}} \cos \theta \right] - \Delta k l_{\text{нл}}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где $\gamma = r/l_{\text{нл}}$, $\gamma_0 = R = l_{\text{нл}}$, R — радиус кривизны волнового фронта на входе в среду ($r=0$). $l_{\text{нл}} = (3\omega N/2c\sqrt{n_1 n_3}) (\chi_T^{(3)}(3\omega) \rho^2/R^2)$, $\Phi_0 = cn_3 \rho^2/8\pi R^2$ — плотность потока мощности излучения накачки на входе в среду.

$$\alpha_k = -\frac{1}{2|\chi_T^{(3)}(3\omega)|} \left[\sqrt{\frac{n_1}{n_3}} \chi_S^{(3)}(\omega, 3\omega) - \sqrt{\frac{n_3}{n_1}} \chi_S^{(3)}(\omega) \right],$$

$$\beta = \frac{1}{4|\chi_T^{(3)}(3\omega)|} \sqrt{\frac{n_1}{n_3}} \left[\frac{n_1}{n_3} \chi_S^{(3)}(3\omega) + \frac{n_3}{n_1} \chi_S^{(3)}(\omega) - 2\chi_S^{(3)}(\omega, 3\omega) \right],$$

где n_1 и n_3 — показатели преломления на частоте первой и третьей гармоник; $\chi_T^{(3)}(3\omega)$ — нелинейная восприимчивость третьего порядка, ответственная за ГТГ;



Зависимость эффективности преобразования на мощности η (а) и по энергии η_E (б) от относительной длины нелинейной среды $L/l_{\text{нл}}$ при разной степени фокусировки $\delta = L/R$.
 δ : 1 — 0.9, 2 — 0.77, 3 — 0.4, 4 — 0.

$\chi_S^{(3)}(\omega)$, $\chi_S^{(3)}(3\omega)$ — керровские нелинейные восприимчивости, определяющие вклад в нелинейную добавку к показателю преломления излучения первой и третьей гармоник, обусловленный их интенсивностью соответственно; $\chi_S^{(3)}(\omega, 3\omega)$ — нелинейная восприимчивость, описывающая взаимное влияние взаимодействующих полей на их показатели преломления в среде; $\Delta k = k_3 - 3k_1$ — разность волновых векторов поляризации и поля на частоте третьей гармоники; W_3 — мощность третьей гармоники на выходе из среды; W_0 — мощность излучения накачки на ее входе. Система уравнений (1) получена для взаимодействующих волн, имеющих сферический волновой фронт $E_j = A_j(r)/r \exp i(\omega_j t - k_j r)$ с использованием медленно меняющихся амплитуд и соотношений Менли—Роу. Эти уравнения аналогичны уравнениям, описывающим ГТГ в плоских волнах накачки [6].

Численный анализ системы уравнений (1) приводился для случая фиксированной длины среды L и значения параметров $\beta=7.1$, $\alpha_k=14.09$.

На рисунке, a приведена зависимость η от относительной длины $L/l_{\text{пл}}$, которая соответствует зависимости эффективности ГТГ интенсивности накачки Φ_0 при оптимальной для каждого значения Φ_0 разности волновых векторов Δk . При $L=l_{\text{пл}}$ величина η мало отличается от своего предельного значения. Кривые на рисунке, a соответствуют различной степени фокусировки излучения накачки $\delta=L/R$. Как видно из рисунка, с ростом степени фокусировки значение η увеличивается от 0.49 для $\delta=0$ (кривая 4 и [6]) до $\eta=0.99$ для $\sigma=0.9$ (кривая 1).

Таким образом, компенсация ВЭК за счет использования сферических волн накачки позволяет заметно увеличить КП.

Оценки показывают, что значения интенсивности, необходимые для обеспечения больших коэффициентов преобразования, соответствуют характеристикам импульсных лазеров. В этом случае выбранные значения Δk оказываются оптимальными лишь для определенных мгновенных значений $\Phi_0(t)$ и, следова-

тельно, КП по энергии $\eta_E = \int_0^{\infty} \eta(t) dt$ будет меньше КП по мощности η . Полагая $\Phi_0(t) = \Phi_{\infty} e^{-(t/\tau)}$ и пренебрегая различием групповых скоростей, после интегрирования мгновенных значений $\eta(t)$ и оптимизирования по Δk можно получить решения для η_E , которые приведены на рисунке, b . Аналогичный метод учета зависимости накачки от времени был использован в [6].

Из рисунка видно, что с ростом фокусировки предельные значения растут, достигая $\eta_E=0.72$ при $\delta=0.9$; тогда как в плосковолновом случае $\sigma=0$ предельное значение $\eta_E=0.17$.

Оценки показывают, что условия $\delta=0.9$, $R-L \gg b$ и $L=2l_{\text{пл}}$ могут быть совместными при достаточно больших значениях сечения светового пучка и мощности излучения на входе среды (для паров металлов $W_0 \approx 10^{10}$ Вт).

Литература

- [1] Армстронг Дж., Бломберген Н., Дюкунг Ж., Перман П. — В кн.: Нелинейная оптика. М., 1966.
- [2] Bloom D. M., Bekkers C. W., Young J. E., Harris S. E. — Appl. Phys. Lett., 1975, v. 26, p. 681—689.
- [3] Vidal C. R., Puell H., Spanner K., Falkenstein W., Kaiser W. — Phys. Rev. A, 1976, v. 14, p. 2240—2256.
- [4] Reintjes J., She C. Y., Eckardt R. C. — IEEE J. Quant. Electron., 1978, v. QE-14, p. 581—596.
- [5] Ганеев Р. А., Кудайгин И. А., Усманов Т., Худайбергенов С. Т. — Квант. электрон., 1982, т. 9, с. 2508—2513.
- [6] Puell H. B., Vidal C. R. — IEEE J. Quant. Electron., 1978, v. QE-14, p. 364—379.
- [7] Справочник по лазерам / Под ред. А. М. Прохорова. М., 1978, т. 2.

Поступило в Редакцию 26 ноября 1984 г.

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ ОДНОЗАРЯДНОГО ИОНА ОЛОВА ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

Колосов П. А., Смирнов Ю. М.

Возбуждение однозарядового иона олова электронным ударом до настоящего времени не изучено. В то же время на переходах SnII наряду с атомными получена лазерная генерация [1], что делает актуальным исследование атомных постоянных однозарядного иона олова. В связи с этим нами проведены исследования по определению абсолютных сечений возбуждения SnII из основного состояния атома олова.